



TITLE:

軸方向の流れを伴う細い渦糸ソリトン(流体中の非線形波動の数理的側面)

AUTHOR(S):

紺野, 公明; 市川, 芳彦

CITATION:

紺野, 公明 ...[et al]. 軸方向の流れを伴う細い渦糸ソリトン(流体中の非線形波動の数理的側面). 数理解析研究所講究録 1992, 782: 218-229

ISSUE DATE:

1992-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/82520>

RIGHT:

軸方向の流れを伴う細い渦糸ソリトン

日大理工 紺野 公明 (Kimiaki Konno)
核融合研 市川 芳彦 (Yohi H. Ichikawa)

§ 1 はじめに

可積分方程式を解く方法の一つに逆散乱法がある。この方法を拡張することで和達、紺野と市川は、一連の可積分方程式を見出した。例えば

$$iq_{xt} + \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \left(\frac{q_x}{\Phi}\right)_{xx} = 0. \quad (1.1)$$

ここで

$$\begin{aligned} \Phi &= \sqrt{1 + q_x^2}, \\ ds &= \sqrt{dx^2 + |dq|^2}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

この方程式が一価の解とともに多価の N ソリトン解を持つことを前回の研究集会で報告した。¹⁾

この方程式は逆散乱形式の間のゲージ変換^{2),3)}により、また直接座標変換^{4),5)}で細い渦糸の運動方程式

$$\mathbf{X}_\tau = \mathbf{X}_s \times \mathbf{X}_{ss}. \quad (1.3)$$

と等価であることが示されている。

この報告では、まず前回報告した第 1 種と第 2 種の方程式のハイブリッド型可積分方程式^{1),6)}

$$q_{xt} + \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \left(-i\frac{q_x}{\Phi} + w\frac{q_{xx}}{\Phi^3}\right)_{xx} = 0. \quad (1.4)$$

が、座標変換により福本と宮崎により見いだされた軸方向の流れを伴う方程式⁷⁾

$$\mathbf{X}_\tau = \mathbf{X}_s \times \mathbf{X}_{ss} + w \left[\mathbf{X}_{sss} + \frac{3}{2} \mathbf{X}_{ss} \times (\mathbf{X}_{ss} \times \mathbf{X})_{ss} \right] \quad (1.5)$$

と等価であることを示す。ここで w は軸方向流と回転流の流速比である。そのため (1.4) を逆散乱法を用いて解いた解は (1.5) の N ソリトン解を与える。この解は構成するソリトンたいして対称な形をしている。

渦糸ソリトンの実験は Hopfinger 達⁸⁾と Maxworthy 達^{9),10)}によりなされた。その観測結果は、渦糸ソリトンは橋本¹¹⁾の求めたソリトンとその形は似ているが、ソリトンの群

速度、位相速度はかなり違いがあることを示している。また渦糸ソリトンの正面衝突も観測されている。そこで1ソリトン解と2ソリトン解を具体的に与えこれらの実験結果を詳細に検討する。

§ 2 軸方向の流れを伴う渦糸方程式

次の (x, t) から (s, τ) への座標変換を行うことにより方程式 (1.4) が方程式 (1.5) に変換されることを示す：

$$\begin{aligned} s &= x + \varepsilon_+, \\ \tau &= t. \end{aligned} \quad (2.1)$$

ただし

$$\varepsilon_+(x) = \int_x^\infty \left[1 - \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \Phi \right] dx. \quad (2.2)$$

この座標変換により、 $Q = \partial q / \partial x$ を用いると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} &= \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \Phi \frac{\partial}{\partial s}, \\ \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial \tau} + i \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \frac{1}{2\Phi} [Q^* Q_s - Q_s^* Q] \frac{\partial}{\partial s} \\ &\quad + \frac{w}{2\Phi^2} [3|Q_s|^2 - |Q|^2_{ss} + \frac{3}{8\Phi^2} (|Q|^2_s)^2] \frac{\partial}{\partial s}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

を得る。(1.4) の方程式は次のようになる：

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} Q - i \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \frac{1}{2\Phi^3} [(2Q_{ss} + |Q|^2 Q_{ss} - Q_{ss}^* Q^2) \Phi^2 \\ - 2|Q_s|^2 Q - 2Q^* Q_s^2 + (Q_s^*)^2 Q^3 - |Q|^2 Q^* Q_s^2] \\ + w \left\{ \frac{3}{2\Phi^2} [|Q_s|^2 Q_s - |Q|^2_{ss} Q_s - |Q|^2_s Q_{ss} + \frac{5}{4\Phi^2} (|Q|^2_s)^2 Q_s] + Q_{sss} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで次のような a, b, c を導入する：

$$\begin{aligned} a &\equiv \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \frac{1}{\Phi} = \frac{\partial x}{\partial s}, \\ b &\equiv i \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \frac{Q}{\Phi} = i \frac{\partial q}{\partial s}, \\ c &\equiv -i \operatorname{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \frac{Q^*}{\Phi} = -i \frac{\partial q^*}{\partial s}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

(2.4) は a, b, c の次の方程式として書き換えられる：

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial \tau} &= \frac{i}{2} (bc_{ss} - cb_{ss}) - w \left\{ a_{sss} + \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial s} [(a_s^2 + b_s c_s) a] \right\}, \\ \frac{\partial b}{\partial \tau} &= i (ab_{ss} - ba_{ss}) - w \left\{ b_{sss} + \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial s} [(a_s^2 + b_s c_s) b] \right\}, \\ \frac{\partial c}{\partial \tau} &= i (ca_{ss} - ac_{ss}) - w \left\{ c_{sss} + \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial s} [(a_s^2 + b_s c_s) c] \right\}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

位置ベクトル \mathbf{X} に対する接線ベクトル \mathbf{t} を次のように導入する：

$$\begin{aligned}\mathbf{t} &= \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial s} = \left(\frac{\partial x}{\partial s}, -\text{Im} \frac{\partial q}{\partial s}, \text{Re} \frac{\partial q}{\partial s} \right) \\ &= \left(a, \frac{1}{2}(b+c), \frac{-i}{2}(b-c) \right).\end{aligned}\quad (2.7)$$

a, b, c に対する方程式をこの \mathbf{t} に対する方程式に書きなおすと

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{t} = \mathbf{t} \times \mathbf{t}_{ss} + w \left\{ \mathbf{t}_{sss} + \frac{3}{2} [(\mathbf{t}_s)^2 \mathbf{t}]_s \right\}, \quad (2.8)$$

が得られる。これを s について一回積分すると (1.5) の渦糸に対する方程式が得られる。

§ 3 逆散乱問題とソリトン解

(1.4) に対する逆散乱問題は

$$\frac{\partial}{\partial x} U = \lambda \begin{pmatrix} -i & q_x \\ -q_x^* & i \end{pmatrix} U, \quad (3.1)$$

と

$$\frac{\partial}{\partial t} U = \begin{pmatrix} A & B \\ C & -A \end{pmatrix} U, \quad (3.2)$$

で与えられる。ここで

$$\begin{aligned}A &= \text{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \left(-4i \frac{w}{\Phi} \lambda^3 - w \frac{q_x^* q_{xx} - q_x q_{xx}^*}{\Phi^3} \lambda^2 - \frac{2i}{\Phi} \lambda^2 \right), \\ B &= \text{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \left(4w \frac{q_x}{\Phi} \lambda^3 + 2iw \frac{q_{xx}}{\Phi^3} \lambda^2 + 2 \frac{q_x}{\Phi} \lambda^2 - w \left(\frac{q_{xx}}{\Phi^3} \right)_x \lambda + i \left(\frac{q_x}{\Phi} \right)_x \lambda \right), \\ C &= \text{sgn}\left(\frac{dx}{ds}\right) \left(-4w \frac{q_x^*}{\Phi} \lambda^3 + 2iw \frac{q_{xx}^*}{\Phi^3} \lambda^2 - 2 \frac{q_x^*}{\Phi} \lambda^2 + w \left(\frac{q_{xx}^*}{\Phi^3} \right)_x \lambda + i \left(\frac{q_x^*}{\Phi} \right)_x \lambda \right),\end{aligned}\quad (3.3)$$

である。Gel'fand-Levitan 方程式の導出とその解法は前回の報告¹⁾を参照してもらいたい。前回の報告との違いは束縛状態の規格化因子の時間発展にある。それは (3.2) の $|x| = \infty$ の振舞いから

$$\frac{\partial}{\partial t} U = \begin{pmatrix} A_\infty & B_\infty \\ C_\infty & -A_\infty \end{pmatrix} U, \quad (3.4)$$

決められる。ここで

$$\begin{aligned}A_\infty &= \lim_{|x| \rightarrow \infty} A = -i(2\lambda^2 + 4w\lambda^3), \\ B_\infty &= \lim_{|x| \rightarrow \infty} B = 0, \\ C_\infty &= \lim_{|x| \rightarrow \infty} C = 0.\end{aligned}\quad (3.5)$$

その規格化因子 $C_k(t)$ の時間発展は

$$C_k(t) = C_k(0) \exp\{4i(\lambda_k^2 + 2w\lambda_k^3)t\}. \quad (3.6)$$

で与えられる。

1 ソリトン解は固有値を $\lambda = \xi + i\eta$ ($\eta > 0$) として具体的に次のように与えられる：

$$\begin{aligned} q &= -i \frac{C^*(t)}{\lambda^{*2}} \frac{\exp(-2i\lambda^*s)}{1 - \frac{|C(t)|^2 \exp\{2i(\lambda - \lambda^*)s\}}{(\lambda - \lambda^*)^2}}, \\ \varepsilon_+ &= \frac{-i \frac{|C(t)|^2 \exp\{2i(\lambda - \lambda^*)s\}}{|\lambda|^2(\lambda - \lambda^*)}}{1 - \frac{|C(t)|^2 \exp\{2i(\lambda - \lambda^*)s\}}{(\lambda - \lambda^*)^2}}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

ソリトンの初期位置 s_0 を

$$s_0 = \log(|C(0)|^2/4\eta^2)/4\eta, \quad (3.8)$$

で定義すると、(3.7) は次のように書き換えられる：

$$\begin{aligned} q &= q_0 \operatorname{sech}\{2\eta(s - v_g\tau - s_0)\} \exp\{-2i\xi(s - v_p\tau)\}, \\ \varepsilon_+ &= q_0 \{\tanh[2\eta(s - v_g\tau - s_0)] - 1\}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

ソリトンの振幅 q_0 は

$$q_0 = \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2}, \quad (3.10)$$

で与えられる。ソリトンの群速度 v_g と位相速度 v_p は弧の長さに沿って

$$\begin{aligned} v_g &= -4[\xi + w(3\xi^2 - \eta^2)], \\ v_p &= -2 \frac{\xi^2 - \eta^2 + 2w\xi(\xi^2 - 3\eta^2)}{\xi}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

で与えられる。座標 x でのソリトンの表示では

$$\begin{aligned} q(x, t) &= q_0 \operatorname{sech}\{2\eta(x - v_g t + \varepsilon_+ - s_0)\} \exp\{-2i\xi(x - v_p t + \varepsilon_+)\}, \\ \varepsilon_+(x, t) &= q_0 \{\tanh[2\eta(x - v_g t + \varepsilon_+ - s_0)] - 1\}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

で与えられる。ここで注意しておきたいことは、軸に沿っての流れの効果 w が入ってもソリトンの波形は変らなく、変るのはソリトンの群速度と位相速度である。また(3.11)の速度は弧に沿った座標 s で時間的に一定である事を示しているが、座標 x を用いた実験室系では(3.12)より ε_+ の効果のため速度が場所により違いが生ずることも注意しておきたい。

2 ソリトン解は

$$\begin{aligned} q &= -i \frac{S}{R}, \\ \varepsilon_+ &= \frac{T}{R}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

で与えられる。ここで $R(s, \tau)$, $S(s, \tau)$ と $T(s, \tau)$ は次の式で与えられる：

$$\begin{aligned} R &= 1 - \frac{|C_1|^2 \exp(2iA_{11}s)}{A_{11}^2} - \frac{|C_2|^2 \exp(2iA_{22}s)}{A_{22}^2} - \frac{C_1 C_2^* \exp(2iA_{12}s)}{A_{12}^2} \\ &\quad - \frac{C_1^* C_2 \exp(2iA_{21}s)}{A_{21}^2} + \frac{|C_1|^2 |C_2|^2 |\lambda_1 - \lambda_2|^4 \exp\{2i(A_{11} + A_{22})s\}}{(A_{11} A_{12} A_{21} A_{22})^2}, \\ S &= \frac{C_1^* \exp(-2i\lambda_1^* s)}{\lambda_1^{*2}} + \frac{C_2^* \exp(-2i\lambda_2^* s)}{\lambda_2^{*2}} \\ &\quad - \frac{|C_1|^2 C_2^* \lambda_1^2 (\lambda_1^* - \lambda_2^*)^2 \exp\{2i(A_{11} - \lambda_2^*)s\}}{(\lambda_1^* \lambda_2^* A_{11} A_{12})^2} \\ &\quad - \frac{C_1^* |C_2|^2 \lambda_2^2 (\lambda_1^* - \lambda_2^*)^2 \exp\{2i(A_{22} - \lambda_1^*)s\}}{(\lambda_1^* \lambda_2^* A_{21} A_{22})^2}, \\ T &= -i \frac{|C_1|^2 \exp(2iA_{11}s)}{|\lambda_1|^2 A_{11}} - i \frac{|C_2|^2 \exp(2iA_{22}s)}{|\lambda_2|^2 A_{22}} \\ &\quad - i \frac{C_1 C_2^* \exp(2iA_{12}s)}{\lambda_1 \lambda_2^* A_{12}} - i \frac{C_1^* C_2 \exp(2iA_{21}s)}{\lambda_1^* \lambda_2 A_{21}} \\ &\quad + i \frac{|C_1|^2 |C_2|^2 (|\lambda_1|^2 A_{22} + |\lambda_2|^2 A_{11}) |\lambda_1 - \lambda_2|^4 \exp\{2i(A_{11} + A_{22})s\}}{|\lambda_1|^2 |\lambda_2|^2 (A_{11} A_{12} A_{21} A_{22})^2}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

A_{ij} は

$$A_{ij} = (\lambda_i - \lambda_j^*). \quad (3.15)$$

で定義されている。 C_k は (3.6) で与えられている。この表式は、Levi 達¹²⁾ のとは違い、構成するソリトンに対称になっている。

§ 4 実験との比較

Maxworthy 達^{9), 10)} は比較的ゆっくり回転する水槽で中心から水を吸い出し、それを槽の外側から再注入させる方法で中心に渦を作り実験をした。彼等は色々な種類の渦を観測したが、今関心のある渦系ソリトンに関する実験データをまとめる。同時にそれらの

データに対応する我々の理論値を固有値を $\lambda = \xi + \eta i$ として表示する:

$$\text{渦糸ソリトンの振幅 } a_m \simeq 0.49\text{cm} = \frac{\eta}{\xi^2 + \eta^2},$$

$$\text{振率 } \tau_0 \simeq 0.89\text{cm}^{-1} = |2\xi|,$$

$$\text{波長 } l \simeq 6.8\text{cm} = \frac{\pi}{|\xi|},$$

$$\text{位相速度 } v_p \simeq 27 \sim 30\text{cm/sec} = \left| \frac{2[\xi^2 - \eta^2 + 2w\xi(\xi^2 - 3\eta^2)]}{\xi} \right|,$$

$$\text{群速度 } v_g \text{ と位相速度の比 } \frac{v_g}{v_p} = 1.2 \pm 0.1.$$

また、渦糸ソリトンの波形は渦糸ソリトンの巻く方向に対して反対方向にゆっくりした速さ

$$2.4\text{rad/sec} = |2\xi(v_g - v_p)|$$

で回転している。このことは群速度が位相速度より速いことを意味している。以上が実験結果である。

我々は x 軸の負の方向へ伝播する渦糸ソリトンを考える。長さの単位を cm にとると、振率より

$$\xi = +0.45\text{cm}^{-1} \quad (4.1)$$

を得る。振幅より固有値の虚数部分を求めると $\eta = 0.102\text{cm}^{-1}$ と 1.9cm^{-1} の二つの解が得られる。前者は形状が一山のソリトンを表し、半値幅は 6.4cm で、後者はループ状のソリトンを表し、半値幅は 0.34cm である。観測されている渦糸の形状と波長の大きさを考えると前者が適当であることがわかる、固有値は次のようになる:

$$\lambda = 0.45 + 0.102i\text{cm}^{-1}. \quad (4.2)$$

次に彼達の論文に示されている位相速度 33cm/sec と群速度 30cm/sec を用いて軸方向流と回転流の流速比 $w(\text{cm})$ を求める。時間 $t(\text{cm}^2)$ を $N_t t'$ と置き t' の単位を sec にするため変換常数 $N_t(\text{cm}^2/\text{sec})$ を導入する:

$$\begin{aligned} 4[\xi + w(3\xi^2 - \eta^2)]N_t &= 33, \\ \frac{2[\xi^2 - \eta^2 + 2w\xi(\xi^2 - 3\eta^2)]}{\xi}N_t &= 30. \end{aligned} \quad (4.3)$$

これを解くと

$$\begin{aligned} w &= -0.53\text{cm}, \\ N_t &= 61\text{cm}^2/\text{sec}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

を得る。

これらの値をもとに波長を求めると

$$l = 7.1\text{cm}, \quad (\text{実験値 } 6.6\text{cm}), \quad (4.5)$$

が得られる。また波形の回転速度として

$$|2\xi(v_g - v_p)| = 2.7\text{rad/sec}, \quad (\text{実験値 } 2.4\text{rad/sec}), \quad (4.6)$$

が得られる。これらの値は実験値と良い一致を示していることがわかる。

第1図に(4.2)の λ を用いて w の値により速度比 v_g/v_p がどのように変るかを示してある。実験結果を説明するためには w は $-0.53 \sim -0.47(\text{cm})$ の範囲をとることがわかる。第2図にソリトンの時間的振舞いを(4.2), (4.4)の λ と w を用いて示してある。

次に渦糸ソリトンの正面衝突を考える。負の方向に伝播するソリトンとして(4.2)の $\lambda = -0.45 + 0.102i\text{cm}^{-1}$ をとる。正の方向へ伝播するソリトンを求める。文献9)の実験結果第4図を見ると正の方向へ伝播するソリトンは振幅と速度が負の方向へ伝播するソリトンと同じぐらいの値を持ち、波長と半値幅が半分ぐらいであることが読み取れる。そこで振幅を 0.49cm , 群速度を 30cm/sec にとり(3.10)と(3.11)から(4.4)を用いて固有値を求めると次の4個の解が得られる: 1) $\lambda = -0.76 + 1.7i$, 2) $-0.10 + 0.0054i$, 3) $0.78 + 0.36i$ と4) $1.0 + 0.99i\text{cm}^{-1}$ である。1)の場合はループ状の幅の狭いソリトンとなる。4)の場合はカスプ状のやはり幅の狭いソリトンとなる。2)の場合は半値幅が 121cm と非常に大きなソリトンになる。これらの場合は実験結果とあわない。3)の場合は波長 4.0cm , 半値幅 1.8cm となり実験結果に近い値となっている。そこで正の方向へ伝播するソリトンとして $\lambda = 0.78 + 0.36i\text{cm}^{-1}$ にとり正面衝突を起こさせる。その結果を第3図に示す。衝突前は実験結果を良く再現しているが、衝突後の大きな位相変化は見い出せなかった。

§5 おわりに

和達、紺野と市川が見い出したハイブリッド型非線形可積分方程式が座標変換により福本と宮崎により導出された軸に沿っての流れを伴う渦糸の運動方程式と同値であることが示された。逆散乱問題を解いて得られたソリトン解を用いて渦糸ソリトンの解を与えた。その解は構成するソリトンに対して対称であることに特徴がある。1ソリトン解と2ソリトン解を具体的に与え、Maxworthy 達の実験結果から固有値 λ とか軸方向の流れを特徴づける w などのパラメータの値を決定した。1つの渦糸ソリトンの運動は我々の1ソリトン解で良く説明できることが示された。 w の値の大きいのに驚いたが、それは実験自身がノズルで水を吸い上げる装置であるから当然と考えられる。そのため竜巻もやはり大きな w を持つことが予想される。2ソリトン解を用いた正面衝突の解析では、まず正の方向へ運動するソリトンを実験と合うように決められることが示され、次にそ

のソリトンを用いて正面衝突を調べた。衝突前の渦糸ソリトンの運動は2ソリトン解で良く説明できるが、衝突後の大きな位相変化の振舞については説明できなかった。

この解析では議論を分かり易くするため、渦糸の弧に沿った長さの枠組の座標 s を用いて速度の議論をしてきた。しかし実際は座標 x を用いた実験系で議論しなければならない。(3.12) の表示を用いると、

$$\frac{v_g}{1 + \frac{\partial \varepsilon_+}{\partial x}}, \quad \frac{v_p}{1 + \frac{\partial \varepsilon_+}{\partial x}}, \quad (5.1)$$

と両速度とも同じ補正 $1 + \partial \varepsilon_+ / \partial x$ を受ける。従って v_g / v_p の速度比は変わらないことに注意する。この補正項を s 座標表示の振幅の最大値を取る点で評価すると $\partial \varepsilon_+ / \partial x = 2\eta^2 / (\xi^2 - \eta^2)$ となる。(4.2) の λ を用いるとそれは 0.11 となる。このように弧に沿った座標 s から実験系座標 x へ変換すると 10% 程度の補正を受けることが分かる。この補正はパラメータ w には全く影響を与えず、時間の変換因子 N_t だけ (4.4) から $55 \text{ cm}^2 / \text{sec}$ に変える。従って今までの議論の本質は変わらない。

最後に、渦糸ソリトンの衝突についてより精密な実験がなされるを期待する。

文献

- 1) 紺野: 数理解析研究所講究録 740 (1991) 50.
- 2) Y.Ishimori: J. Phys. Soc. Japan **51** (1982) 3036.
- 3) M.Wadati and K.Sogo: J. Phys. Soc. Japan **52** (1983) 394.
- 4) K.Konno: J. Phys. Soc. Japan **59** (1990) 3417.
- 5) K.Konno, M.Mitsuhashi and Y.H.Ichikawa: Chaos, Solitons & Fractals **1** (1991) 55.
- 6) M.Wadati, K.Konno and Y.H.Ichikawa: J. Phys. Soc. Japan **47** (1979) 1698.
- 7) Y.Fukumoto and T.Miyazaki: J. Fluid Mech. **222** (1991) 369.
- 8) E.J.Hopfinger, F.K.Browand and Y.Gagne: J. Fluid Mech. **125** (1982) 505.
- 9) T.Maxworthy, M.Mory and E.J.Hopfinger: Proc. AGARD Conf. Aerodynamics of Vortical Type Flows in Three Dimensions: AGARD CPP-342, (1983) paper 29.
- 10) T.Maxworthy, E.J.Hopfinger and L.G.Reddekopp: J. Fluid Mech. **151** (1985) 141.
- 11) H.Hasimoto: J. Fluid Mech. **51** (1972) 477.
- 12) D.Levi, A.Sym and S. Wojciechowsky: Phys. Lett. **94A** (1983) 408.

図の説明

第1図 $\lambda = 0.45 + 0.102i \text{ cm}^{-1}$ での $-1 \leq w(\text{cm}) \leq 0$ に対する群速度と位相速度の比 v_g/v_p .

第2図 $\lambda = 0.45 + 0.102i \text{ cm}^{-1}$, $w = -0.53 \text{ cm}$ での $-30 \leq x(\text{cm}) \leq 30$ で $0 \leq t(\text{cm}^2) \leq 20$ での渦糸ソリトンの運動。ただし、 t は (3.12) で与えられ、実際の時間は (4.4) の時間に関する変換常数 $N_t(\text{cm}^2/\text{sec})$ で割ることで得られる。

第3図 負の方向へ運動する渦糸ソリトン ($\lambda = 0.45 + 0.102i \text{ cm}^{-1}$) と正の方向へ運動する渦糸ソリトン ($\lambda = 0.78 + 0.36i \text{ cm}^{-1}$) の正面衝突の様子を振幅の絶対値 $|q|$ で表示。ただし、 $w = -0.53 \text{ cm}$ で $-40 \leq x(\text{cm}) \leq 50$, $-40 \leq t(\text{cm}^2) \leq 40$.

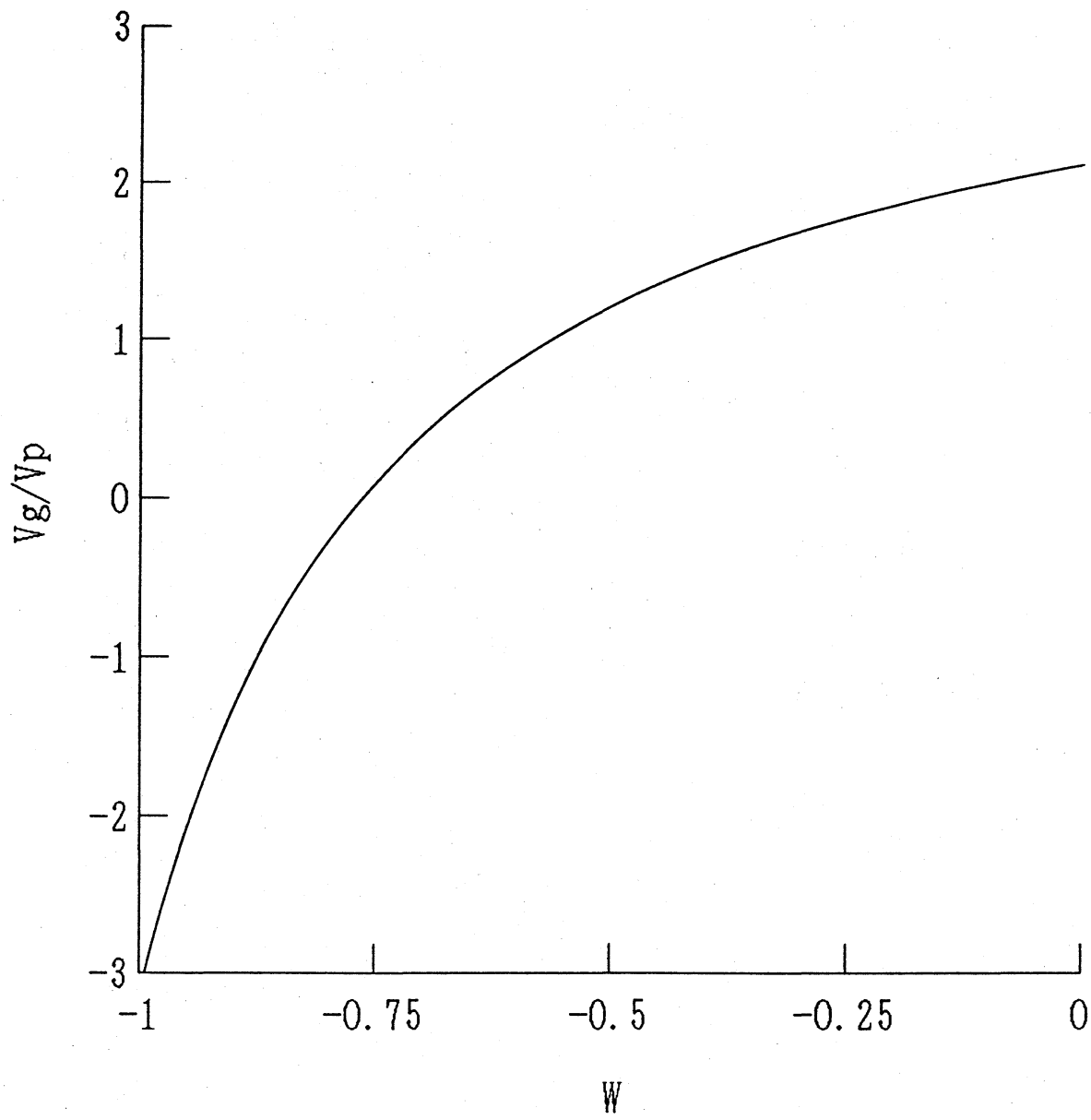


Fig. 1

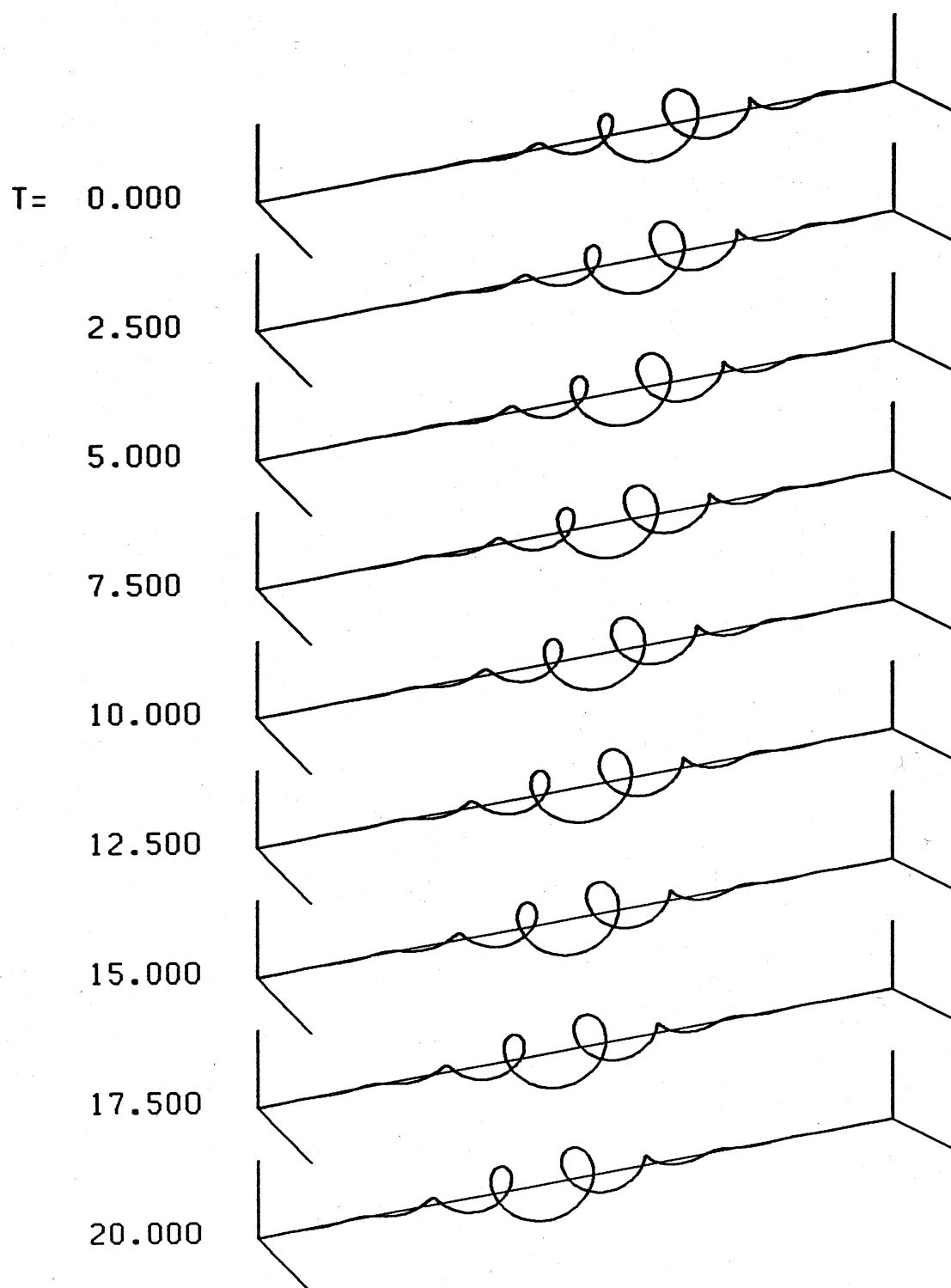


Fig. 2

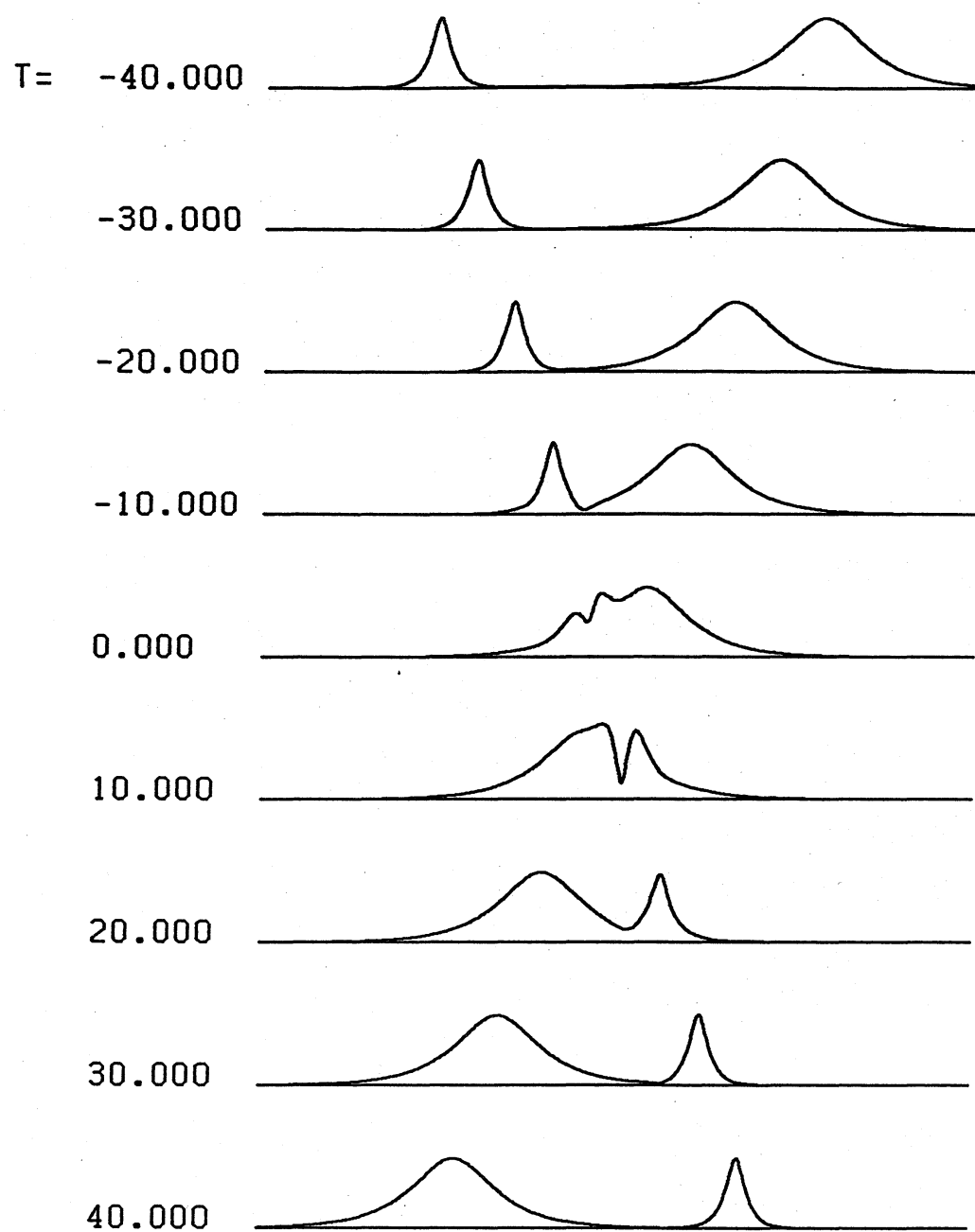


Fig. 3